

充腹構造断面の空力特性に及ぼす乱流効果

松本 勝・白石 成人・白土 博通
孫 亜偉・小林 茂雄・真下 義章
湯川 雅之

EFFECT OF TURBULENCE ON AERODYNAMIC PROPERTY OF BLUFF BODY

By Masaru MATSUMOTO, Naruhito SHIRAISHI, Hiromichi SHIRATO, Yawei SUN,
Shigeo KOBAYASHI, Yoshiaki MASHIMO, Masayuki YUKAWA

Synopsis

This study is concerned with the effects of turbulence on aerodynamic properties subject to vortex-induced oscillation.

The mechanism of vortex-induced oscillation is closely related with the instability of shear layer which separates from the leading edge of bluff body. Recent investigations have pointed out that the shear layer tends to be easily stimulated in a certain frequency domain by various flow conditions, such as flow pulsation, applied sound, body movement, flow impingement on the cavity corner and so on.

In this study, flow turbulence is considered as one of the external stimulation to shear layer instability. Furthermore in order to clarify the effects of turbulence on aerodynamic properties of vortex-induced oscillation, a series of wind tunnel tests, such as measurements of body surface pressure and vibration amplitude, as well as flow visualization, were carried out for 2-D rectangular and hexagonal cross sections.

1. ま え が き

近年、橋梁構造物は本州四国連絡橋に代表されるように長径間化が進められ、明石海峡大橋が完成すれば2000mの支間長が実現する。このような長大橋では可撓性の増大やねじれ剛性の低下を招き、風の作用による空力振動現象に対して著しく不安定となる。したがって設計段階において風洞実験による空力安定性検証の重要性は増々高まるものと考えられ、実験では実際の現象をより反映させることが望まれる。ところが、風洞実験では通常一様流が用いられるのに対し、実際に構造物がさらされる自然風は地表付近では乱流境界層流れを形成しており時間的空間的に乱れた流れとなっている。これは自然風を風洞内で再現することが困難であるうえ、一般に乱流中では一様流中よりも渦励振等の空力振動現象に対して安定化するとされ、安全側の評価ができるものとみなされるためである。しかし、断面によっては乱流中で不安定となるものも報告されており¹⁾²⁾、乱流効果の詳細についてはなお不明な点が多い。

こうした観点から、乱流中に置かれた物体に作用する乱れの効果については重要な研究課題であり、従来より多くの研究がなされている。主に乱流を代表するパラメータとして乱れの強さや乱れのスケールによる効果を取り上げたものであり、一般には乱れの強さによる効果は顕著であるもののスケールによる効果はほとんど存在しないとの指摘³⁾や反面スケールによる効果の存在を指摘する結果も報告されている⁴⁾。また、

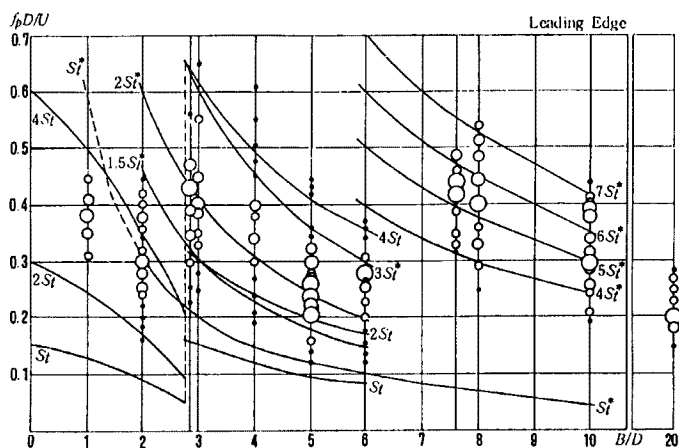


Fig. 1. Unsteady pressure characteristics on the side surface of bodies in pulsation flow.

乱流中で剥離せん断層の連行作用によって再付着が早まり⁵⁾, 見かけ上断面比が大きくなる効果を示すことも知られる。このように, 少しずつ乱流特性が明らかにされてきたが, 乱れ的作用によって空力振動特性へ影響を与えるメカニズムについては解明されていない。本研究は空力振動現象のうち渦励振に及ぼす乱流効果に注目する。この渦励振の発生機構には物体側面の剥離せん断層の不安定性が重要な役割を果たしており⁶⁾, 乱流を剥離せん断層の不安定性に影響を与える一種の外的刺激と考えて検討を行なったものである。

一方, 剥離せん断層の不安定性を増幅させる外的刺激として他に, 主流方向にわずかな周期的変動を与えた流れである脈流が知られる⁷⁾。脈流中に矩形断面を置いた場合, 断面側面の圧力変動は脈流無次元周波数 ($f_P D/U$, f_P : 脈流周波数, D : 断面代表長, U : 平均流速) がある特定の範囲で脈流周波数に同期する。そしてこの同期領域は movement excitation type の渦励振の発現無次元風速 (たわみの場合, $1.67 B/D$, B : 断面幅員, D : 断面高さ) の逆数で示されるストロハル数 St^* あるいはその2倍や3倍などと対応している。(Fig. 1 参照) つまり特定周波数の変動流による刺激が剥離せん断層の不安定性を容易に増幅させるものと考えられる。したがって, 乱流を様々な周波数成分の変動流の合成であると仮定すれば, 乱流効果をそれぞれの周波数特性に着目して議論できるものと考えられる。本研究は, このような観点から充腹構造断面の渦励振特性に及ぼす乱流効果を明らかにすることを目的として, 一様流や格子乱流中で圧力測定実験や応答実験等を行なって考察を加えた。また水槽による流れの可視化実験も併せて行なった。

2. 風洞実験概要

2.1 実験対象断面及び気流

本研究では, 静止断面まわりの流れが時間平均的に完全に剥離する断面比 ($D:B$) が $1:2$ の二次元 (以下略す) 矩形断面と付着型である $1:4$ 矩形断面, それに加えて矩形断面とは剥離特性が異なり, 乱流による影響をあまり受けないか, むしろ乱流中で不安定になるとされる有効断面比が $1:4$ の六角形断面を用いた。断面図を Fig. 2 に示す。これらはいわゆる movement excitation type (後流スプリッタ板を設けてカルマン渦を壊しても振動が消えない) の渦励振が発現する断面であり, $1:4$ 矩形断面では St^* とカルマン渦放出無次元周波数 St とが非常に近いことに注意する必要がある。

実験では一様流に加えて2種類の乱流格子を用いた乱流と, 特定の周波数成分を強調するために乱流に脈流を付加させた気流を用いた。2種類乱流格子はそれぞれバーサイズが 3.0 cm と 1.5 cm , メッシュサイズが $12.0 \times 9.5\text{ cm}$ と $6.0 \times 5.0\text{ cm}$ であり, 発生させた乱流を Turb. 1, Turb. 2 と呼ぶ。主流方向の乱れ

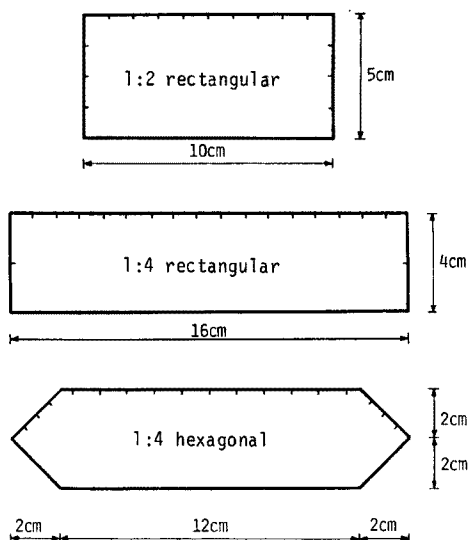


Fig. 2. Cross sections of models.

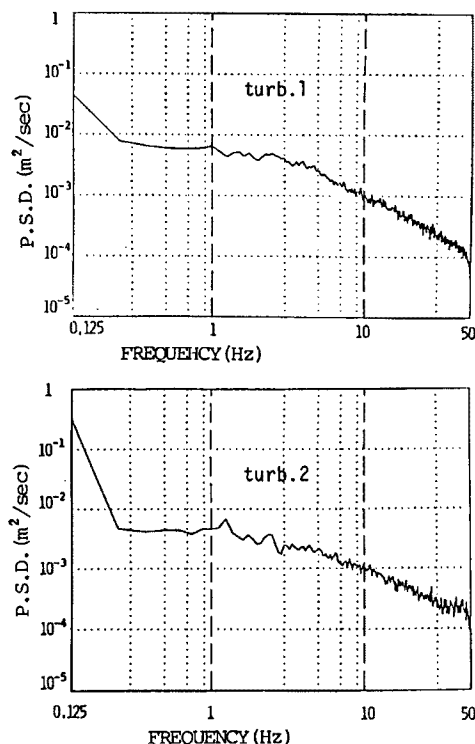


Fig. 3. Power spectral density of longitudinal wind component.

強さ ($I_u = u/U$, u : 接近流速変動の R. M. S. 値, U : 平均流速) は模型設置位置でいずれの風速においても約 5.6% と等しく, 乱れの積分スケール L_x^u は Turb. 1 で約 10 cm, Turb. 2 で約 3.5 cm となっている。流速変動パワースペクトル密度を Fig. 3 に示す。これより, 両者の極だった差は認められないが, 高周波数域で Turb. 2 のパワーがやや優っている。脈流は perforated plate と回転ブレードを風洞の下流端に設置し, 単位時間当りの流量を周期的にわずかに変動させることにより発生させた。

2.2 測定方法

使用した風洞は京都大学工学部土木工学教室に設置された吹き出し式エッフェル型風洞 (測定部高さ 1.0 m, 幅 0.7 m, 長さ 5 m) であり, 側面境界層及び模型アームによる気流の攪乱を防止するために導風壁を設置している。風速は 0~15 m/sec の範囲で連続的に制御することができる。平均流速の測定は NPL 型ピトー管を風洞内に設置し, 総圧と静圧の差圧をデジタルマノメータ (OKANO WORKS LTD DP-20A) で検出した後, ローパスフィルタ (NF 回路設計ブロック KK, E 3201) を介してマルチコーダー (渡辺測器製作所 KK, MC 6612) に出力して読みとった。模型表面の圧力測定は, アルミ製導圧管により圧力測定孔で取り出した圧力を端板部まで導き総圧とし, ビニール製 (一部シリコン製) の導圧管により差圧計に入力, 差圧計の他方の入力ピトー管静圧として両者の差圧をプレッシャーマイク (豊田工機 DD101K) により電気信号とし, 直流増幅器 (豊田工機, AA2300) を介してデータレコーダー (TEAC, R-280) に記録, 同時に変動圧力成分を遮断周波数を模型周波数に一致させたバンドパスフィルタ (N 下回路設計ブロック KK, E3201 型) を介してリアコーダー (グラフテック KK, WR3101) に出力した。一方平均圧力成分はローパスフィルタ (前出) を通した後マルチコーダー (前出) に出力して読みとった。圧力はピトー管動圧により無次元化を行った。データレコーダーに記録されたデータは AD 変換器 (TEAC, DR-2000B) でデジタル量化した後, 京都大学大型計算機センター FACOM・M382 を用いて変動分の R. M. S. 値をスベ

クトルアナライザ (三栄測器, signal processor 7T16)Pを用いてパワースペクトル密度および空間相関係数を求めた。自由振動応答振幅測定実験では、模型の両端部に設けた端板にアームを取り付け、左右各4本計8本のコイルスプリングで風洞内に水平支持した。変位の検出はコイルスプリング基部に挿入されたコの字型ピックアップ部にあるひずみゲージより電氣的に検出し、ホイストンブリッジ (新興通信事業部) を通じて動歪測定器 (新興通信事業部, PSA-602B) を介し、ローパスフィルター (前出) を通した後、リニアコーダー (前出) に記録した。乱流場の測定においては模型設置点付近でピトー管と平行にX型熱線プローブを設置し、熱線風速計 (日本カノマック KK, CTA (MODEL 1017), 電源指数可変リニアライザ (MODEL 1013), 加算器 (MODEL 1017), 電源ケースモニタ (MODEL 1008)) にピトー管による風速値でキャリブレーションを入れ、主流方向流速変動を検出し、データレコーダー (前出) にアナログ量として記録した。

3. 圧力特性に及ぼす乱流効果

3.1 概 説

1 : 2 矩形断面, 1 : 4 矩形断面, 1 : 4 六角形断面の静止中における断面まわりの時間平均流れに対する乱流効果について圧力特性より検討を加える。圧力特性は断面まわりの流れの様子, すなわち剥離せん断層の挙動の影響を非常に強く受けた特性を示すものと考えられる。著者等⁷⁾ は前述のようにある周波数領域の脈流刺激により, 断面側面の変動圧力が脈流周波数に容易に同期することを確認している。そこでこれらの周波数は剥離せん断層の不安定性を増幅させるように働き, 他の周波数は抑制するか影響を及ぼさないと考えれば, 乱流の様に様々な周波数変動成分を持つ流れが剥離せん断層の不安定性に及ぼす効果を, それぞれの周波数成分による増幅や抑制等の相互作用として考えることができるものと思われる。

3.2 実験結果

3.2.1 1 : 2 矩形断面 Fig. 4 に静止断面まわりの平均圧力係数 $\bar{C}_p$ の分布を, Fig. 5 に変動圧力の R. M. S. 値より求めた変動圧力係数 $\tilde{C}_p$ の分布を示す。これらの図から, 一様流中と乱流中の流れのパターンの違いが確認できる。 $\bar{C}_p$ 図より一様中では側面で負圧が一様分布し, 時間平均的に完全剥離する特性を示すが, 乱流中では側面後縁付近で若干の圧力回復が見られる。このことから, 乱流中で剥離せん断層の連行作用が促進されて再付着型に近い流れになることが確かめられる。また背面においても圧力の回復が見られることから抗力係数が低下するものと考えられる。これは乱れ的作用によりカルマン渦が弱められたか, 断面から遠ざけられたものと考えることができる。また $\tilde{C}_p$ 図より, 乱流中では断面まわり全体の圧力変動が大きくなり, 圧力特性が乱流によって顕著な影響を受けることが認められる。なお, Turb. 1 と Turb. 2 の間に大きな差は認められない。

Fig. 6 に静止断面側面の前縁部, 中央部, 後縁部における変動圧力パワースペクトルを示す。上段は一

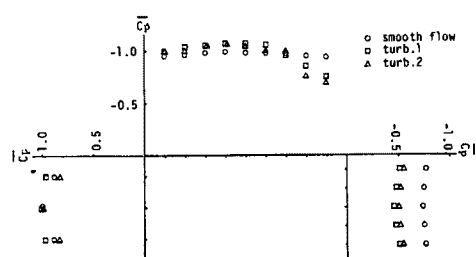


Fig. 4. Mean pressure distribution around 1 : 2 rectangular cylinder at zero incidence. ($Re = 1.33 \times 10^4$)

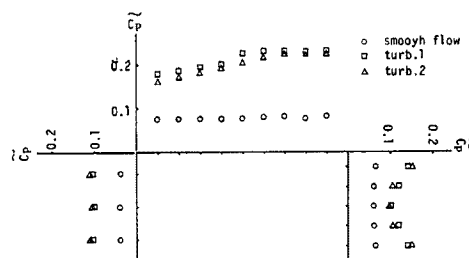


Fig. 5. Distribution of root-mean-square fluctuating pressure around 1 : 2 rectangular cylinder at zero incidence ($Re = 1.33 \times 10^4$)

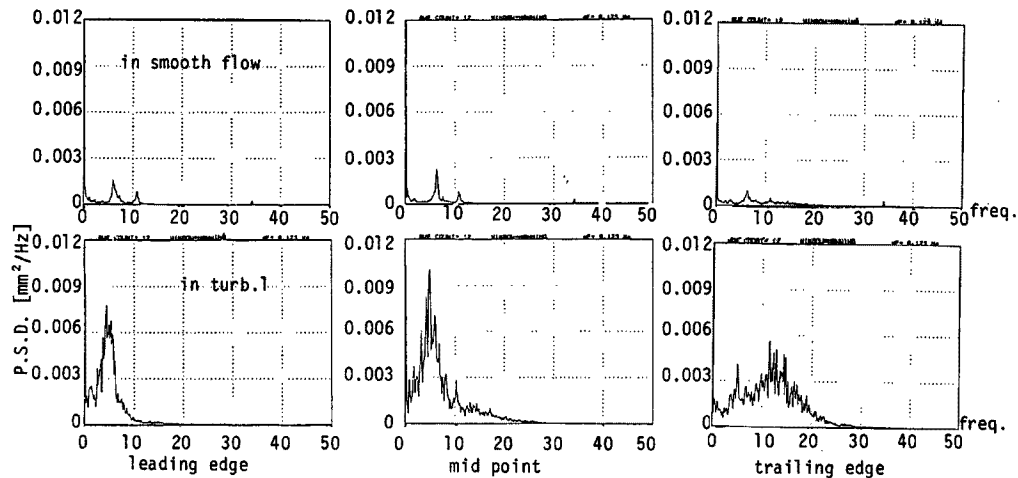


Fig. 6. Power spectral density of surface pressure around 1:2 rectangular cylinder. (stationary. $Re=1.75 \times 10^4$)

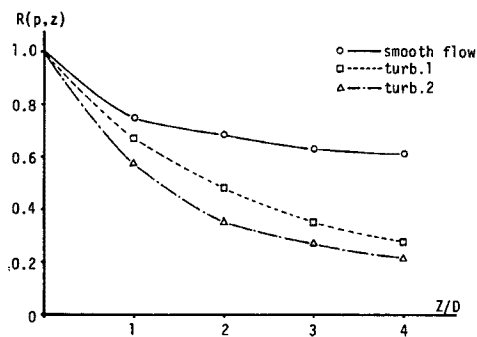


Fig. 7. Span-wise pressure correlation coefficient $R(p, z)$ on the upper surface of 1:2 rectangular cylinder. ($\alpha=0^\circ$, $Re=1.33 \times 10^4$)

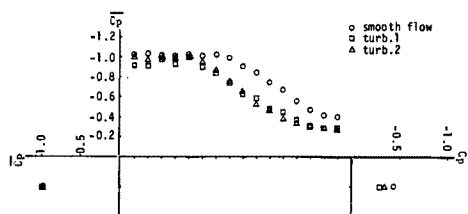


Fig. 8. Mean pressure distribution around 1:4 rectangular cylinder at zero incidence.

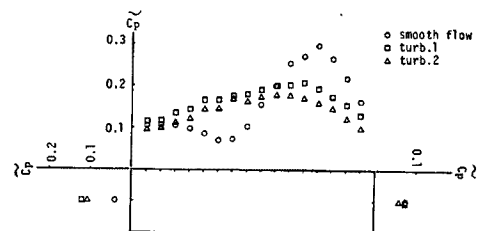


Fig. 9. Distribution of root-mean-square of fluctuating pressure around 1:4 rectangular cylinder at zero incidence. ($Re=1.07 \times 10^4$)

様流中、下段は乱流 (Turb. 1) 中のものである。一様流中では、カルマン渦放出周波数とその2倍付近にピークが見られるが、前縁部から後縁部へ移ると共にそのパワーは弱まる。一方、乱流中では全般的にパワーが増幅され、前縁部、中央部においては一様流中のカルマン渦放出周波数よりも低い周波数でピークを示す。このことは断面のストロハル数が低下したことを意味しており、連行作用による再付着促進の結果、断面辺長比が見かけ上大きくなったものと考えることができる。また、側面後部ほど、ワイドバンドな分布形状を示し、後縁ではストロハル数の2倍に相当する周波数でピークが立つ。ここで注目すべき点として、このパ

ワーの増幅領域は Fig. 1 で脈流によって同期する周波数域 (St^* 付近) とほぼ一致することである。このことから乱流に含まれる周波数成分の中で、この領域の成分が剥離せん断層に対して脈流と同様の刺激を与えて不安定性を増幅させると考えることもできる。

Fig. 7 に示す変動圧力の幅員中央におけるスパン方向空間相関係数では、乱流中ではスパン方向の一定な位相関係を維持しなくなり、一様流中の値に比べてかなり小さくなっている。これは流速変動のスパン方向成分の寄与と考えられる。格子乱流中の空力特性を考える際、この影響は常に考慮しなければならない。

3.2.2 1:4矩形断面 $\bar{C}_p$ の分布を Fig. 8 に、 $\tilde{C}_p$ の分布を Fig. 9 に示す。一様流中で側面後縁において圧力が回復し、変動が大きくなるなど流れが再付着する特性を示す。Fig. 10 に示すパワースペクトルからもこの変動はカルマン渦放出に支配されたものであることがわかる。乱流中では 1:2 矩形断面でも見られたように、背面で圧力が回復し、側面でも圧力の回復がより前方で見られるなど連行作用の促進による効果が見られる。 $\tilde{C}_p$ の分布は中央から後縁にかけて一様流中よりも小さくなっており乱流中でカルマン渦が弱められるものと考えられる。

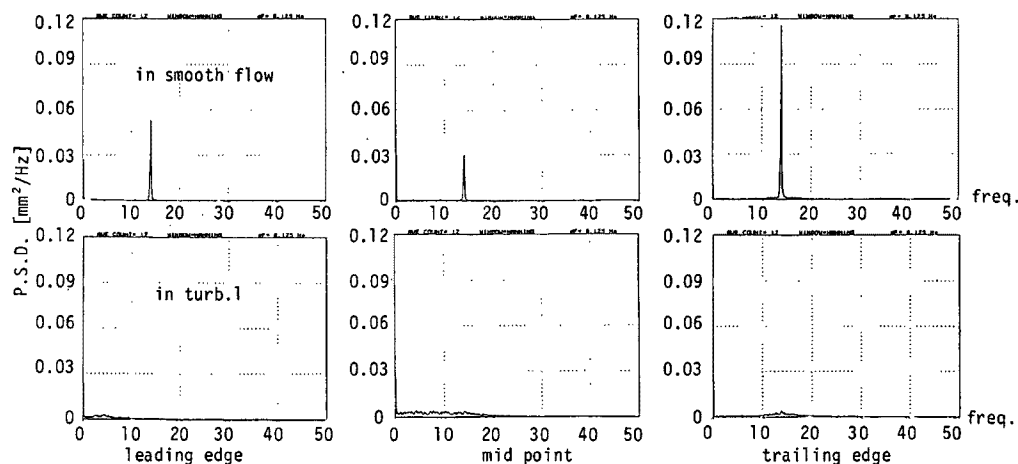


Fig. 10. Power spectral density of surface pressure around 1:4 rectangular cylinder. (stationary, $Re=1.40 \times 10^4$)

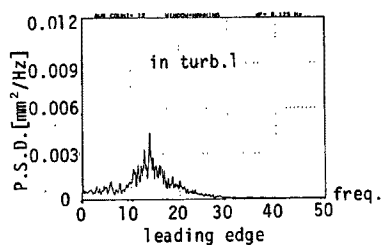


Fig. 11. Power spectral density of surface pressure near the trailing edge of 1:4 rectangular cylinder in turb. 1. (stationary, $Re=1.40 \times 10^4$)

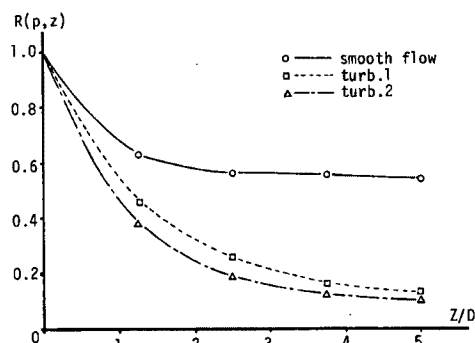


Fig. 12. Span-wise pressure correlation coefficient $R(p, z)$ on the upper surface of 1:4 rectangular cylinder ($\alpha=0^\circ$, $Re=1.07 \times 10^4$)

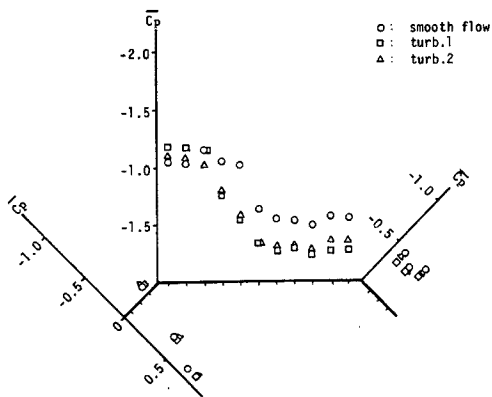


Fig. 13. Mean pressure distribution around 1:4 hexagonal cylinder at zero incidence.

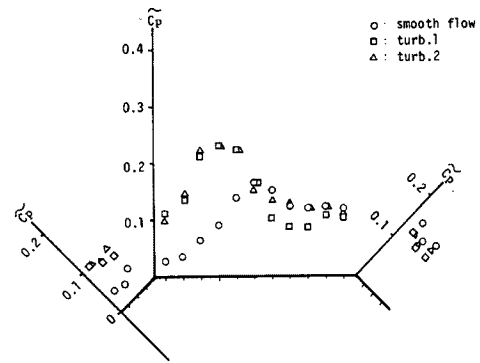


Fig. 14. Distribution of root-mean-square of fluctuating pressure around 1:4 hexagonal cylinder at zero incidence. ($Re=1.07 \times 10^4$)

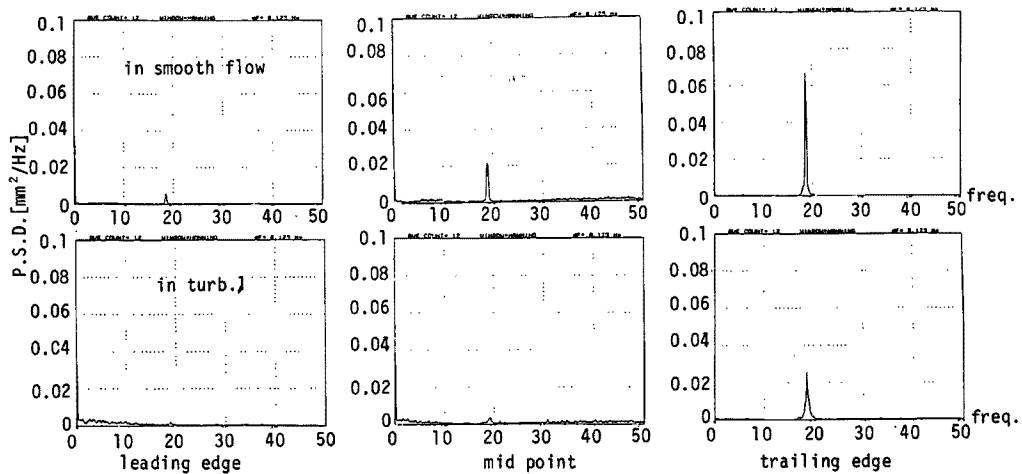


Fig. 15. Power spectral density of surface pressure around 1:4 hexagonal cylinder. (stationary, $Re=1.40 \times 10^4$)

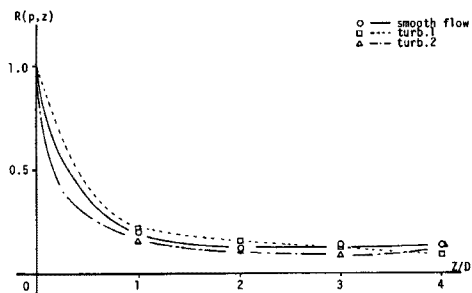


Fig. 16. Span-wise pressure correlation coefficient $R(p, z)$ on the upper surface of 1:4 hexagonal cylinder. ($\alpha=0^\circ$, $Re=1.07 \times 10^4$)

Fig. 10 に示す静止断面の変動圧力パワースペクトルでは、一様流中でカルマン渦放出周波数において鋭いピークが見られる。特に後縁部で最も強く、 $\sqrt{C_p'}$ 分布図に示される結果と対応する。一方乱流中では 1:2 矩形断面での結果と異なり、パワーが著しく低下し、鋭いピークが見られない。ただし、後縁においてスト

ロハル数 St 成分の小さなピークが見られ (拡大図 **Fig. 11** 参照), カルマン渦放出の影響を僅かに残しているとも考えられるが, 前述のようにこの断面では St と St^* が非常に近いことから, 1:2 矩形断面の場合と同様に乱流の刺激によって St^* に相当する周波数成分が圧力変動と同期していると解釈することもできる。この断面は乱流による影響が敏感に現われる断面であると考えられる。

Fig. 12 に示す変動圧力のスパン方向空間相関は 1:2 矩形断面と同様の特性を示し, 全体的なレベルで 1:2 矩形断面よりも低い。つまり渦の剥離が弱い断面であると考えられる。

3.2.3 1:4 六角形断面 $\overline{C_L}$ の分布を **Fig. 13** に $\widetilde{C_L}$ の分布を **Fig. 14** に示す。この断面でも乱流中で流れの付着が早められるが, 背圧の回復は矩形断面で見られる程顕著ではない。これは, **Fig. 15** に示す静止断面側面の変動圧力パワースペクトルにおいて乱流中でもカルマン渦放出周波数の鋭いピークが消えないことから判断して, 乱流中でもしっかりとした渦放出が行われていることを示すものである。したがって 1:4 六角形断面の剥離特性は矩形断面とは異なったものであり, 乱流による影響をあまり受けない断面であるといえる。また, **Fig. 16** に示す変動圧力のスパン方向空間相関は一様流中, 乱流中ともに非常に低い。これは一様流中においても付着が早いこと, 測定である幅員中央よりも前で流れが付着していることに起因すると考えられる。

3.2.4 まとめ 以上に示したように乱流中ではそれぞれの断面で連行作用により再付着が早められる効果が確かめられたが, 側面圧力変動パワースペクトルに与える気流の乱れによる影響は断面によって異なる。これは断面側面の剥離せん断層が, 乱流による外的刺激に対して敏感に反応する程度の違いを表している。またスペクトル増幅が見られる周波数域が脈流の同期周波数領域と対応づけられることから, 乱流効果を乱れの周波数特性による効果として考えることもできる。

4. 過励振応答特性に及ぼす乱流効果

4.1 概 説

前章において, 乱流に含まれる特定の周波数成分が剥離せん断層の不安定性に影響を及ぼすことが示唆された。その効果は movement excitation type の渦励振応答特性の変化として現われ, 一般には応答振幅が抑えられる傾向にある。しかしながら, 脈流の同期周波数域に対応する乱流周波数成分は逆に剥離せん断層の不安定性を増幅させ, 応答振幅を増長させるように働きかけるものと予測される。ここではたわみ 1 自由度の V-A 応答実験を一様流と乱流 (Turb. 1, Turb. 2) で行なってその特性を比較した後, 乱流中の特定の周波数成分の効果を調べるため, 乱流 (Turb. 1) に任意の周波数の脈流を付加してその成分の特性を卓越させた気流を用いて V-A 応答実験を行なった。しかし, スパン軸方向に相関の減衰性を有する格子乱流にスパン軸方向に相関の高い二次元的変動流である脈流を付加することは格子乱流の二次元性を高めることになり, 格子乱流のみが作用した場合の空力特性と直接比較することは難しい。そこで本研究では乱流のみが作用した場合の応答振幅と脈流を付加させた場合の応答振幅とは定性的な比較を行なうことにする。

4.2 実験結果

Fig. 17 Fig. 19, に 1:2 矩形断面, 1:4 矩形断面, 1:4 六角形断面 (以後それぞれ R2 断面, R4 断面, H4 断面と呼ぶ) の一様流, Turb. 1, Turb. 2 中での鉛直たわみ 1 自由度の V-A 応答図を示す。R2, H4 では一様流中と乱流中で最大応答振幅は若干減少するものの殆ど差が見られないのに対し, R4 断面では応答振幅が大きく抑えられ, ここでも気流の乱れの影響を敏感に受ける傾向を示す。これらの断面はいずれも movement excitation type の渦励振が発現することから, 応答特性の差は剥離せん断層が受ける乱流効果の違いにより説明することができる。

Fig. 20~Fig. 22 に一様流又は乱流に脈流を付加し, その周波数を連続的に変化させて応答振幅を測定した結果を示す。

H4 断面については乱流に付加した結果を R2, R4 断面は一様流に付加した結果を示す。R2 断面ではど

の脈流周波数 f_p においても応答振幅の極だった変化は見られない。したがってこの断面では剥離せん断層の不安定増幅特性は物体振動に支配されており、外的刺激の周波数効果に対し鈍感であると考えられる。それに対して R4 断面では応答振幅が f_p の変化に敏感に反応し、高周波数領域で著しく安定化する。したがって

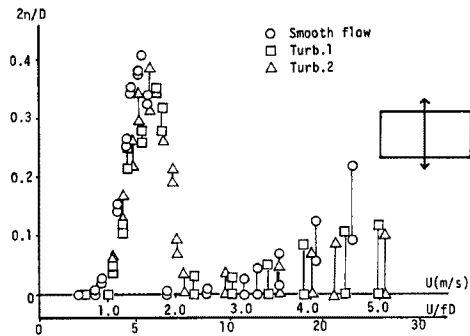


Fig. 17. Heaving response amplitude V. S. wind velocity diagram. (1:2 rectangular cross section)

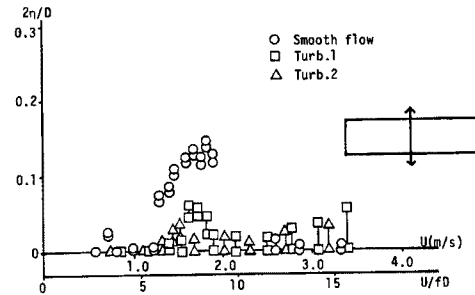


Fig. 18. Heaving response amplitude V. S. wind velocity diagram. (1:4 rectangular cross section)

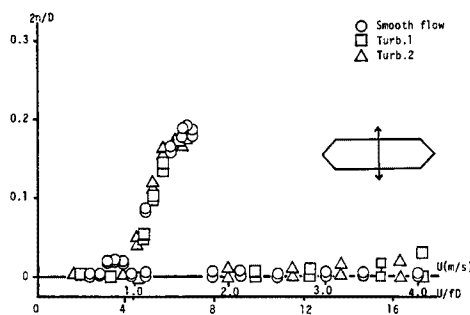


Fig. 19. Heaving response amplitude V. S. wind velocity diagram. (1:4 hexagonal cross section)

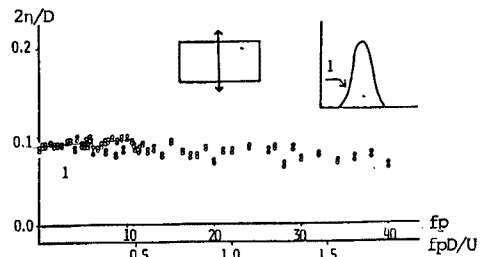


Fig. 20. Heaving response amplitude V. S. pulsating frequency diagram in smooth flow. (1:2 rectangular cylinder, $f_0=5.5\text{Hz}$)

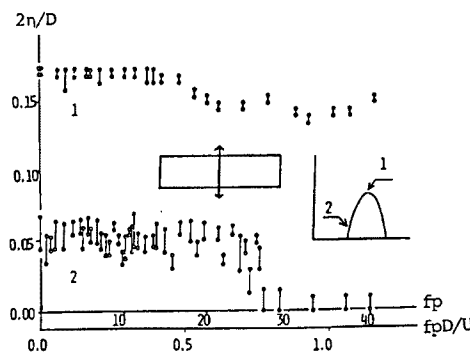


Fig. 21. Heaving response amplitude V. S. pulsating frequency diagram in smooth flow. (1:4 rectangular cylinder, $f_0=5.43\text{Hz}$)

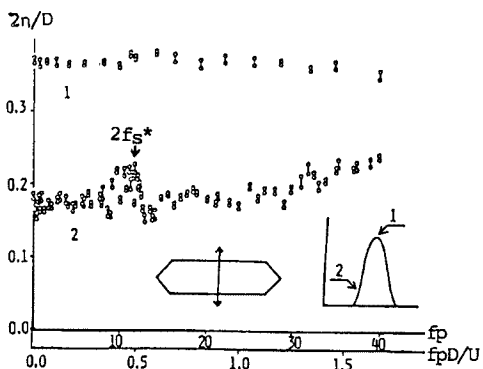


Fig. 22. Heaving response amplitude V. S. pulsation frequency diagram in turb. 1. (1:4 hexagonal cylinder, $f_0=5.84\text{Hz}$)

この断面では高周波数による刺激は剥離せん断層の不安定性増幅を抑制する働きがあるものと考えられ、乱流中で応答が安定化するのも乱流中に含まれる高周波数成分の作用であると考えられる。また Fig. 18 から Turb. 1 よりも Turb. 2 の効果が大きいことは、Turb. 2 の方が高周波数成分のパワーが大きいことに対応づけることもできる。(Fig. 3 参照) H4 断面では振幅の減少は認められないが、 $f_p = 2f_s^*$ 付近で応答がやや増幅される。これは、この断面まわりの剥離せん断層の不安定性が周波数効果によって増幅されやすいということであり、従来より報告されている六角断面の乱流による振幅増加もこのような周波数特性と関連づけて考えることもできる。

4.3 ま と め

以上に示したように断面によって剥離せん断層が、周波数成分の刺激に対して敏感である場合とそうでない場合がある。そして R4 断面の様に敏感なものは、一様流中と乱流中の応答特性の違いを乱流の持つ周波数成分の効果と関連づけて論ずることもできる。R2 断面のように鈍感であるものは周波数効果よりも物体振動などの影響が大きく、一様流中と乱流中で応答に大きな差は出にくいものと考えられる。Fig. 23 は、乱流中の周波数成分が剥離せん断層に及ぼす効果をパワースペクトル中に模式的に表したものである。

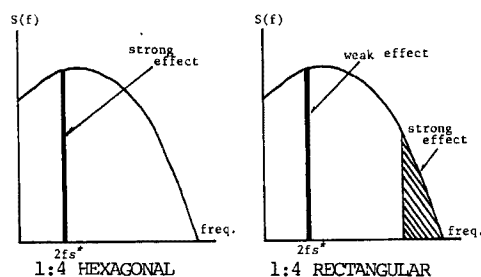


Fig. 23. Effect of frequency components included in turbulent flow.

5. 水槽による流れの可視化

5.1 実験概要

水槽実験による流れの可視化観察を行うことにより物体周りの流れのパターンをとらえ風洞実験との比較を行なう。使用した水槽は京都大学工学部土木工学教室に設置された回流式水槽である。水槽実験概略図を Fig. 18 に示す。観測部上流側タンク内に整流板を設置し上流側水路には2層のハニカム及び3層のメッシュを設けることにより整流している。観測部における乱れの強さは流速約 23 cm/sec で0.6%程度となっている。模型は水槽上部に設けられた加振装置により水槽内に鉛直に支持され、一部メタアクリル酸樹脂製になっている水槽底部より鏡を介して断面まわりの流れの観察を行なった。流れの可視化は水槽両側壁面からのスリット光線により水中に光平面をつくり、その平面内で水素気泡発生装置(関西電子測器研究所製 SCR-RG)による水素気泡法により行なった。流れの様子はモータードライブ付 35 mm カメラによって連続撮影した。乱流は金属メッシュの後流にメタアクリル酸樹脂製の角柱を格子状に組んだものを設置、風洞内の乱流と似た流れを発生させた。主流方向乱れ強さ I_u が4.0%, 乱れの積分スケール L_x'' は 0.3 cm (いずれも流速 $V=20$ cm/sec) の値となった。 I_u は風洞における値をほぼ再現できたが L_x'' を相似させることができなかったため、定性的な考察を行なうための判断材料として可視化の結果を用いることにする。

5.2 実験結果

Photo. 1~Photo. 6 に静止断面周りの一様流と脈流中での可視化の結果を示す。これらの写真より、第3章で考察された乱流中での連行作用による再付着促進等の様子を見ることができる。(3.2参照)

Photo. 1. Flow pattern around 1 : 2 rectangular cylinder in smooth flow. (stationary, $Re=0.75 \times 10^4$)

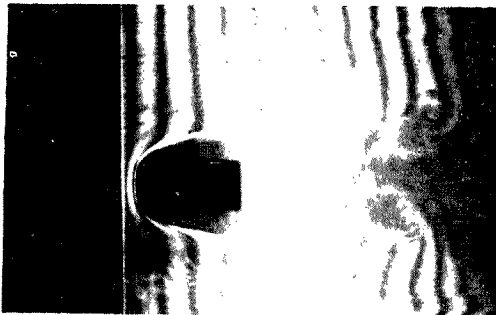


Photo. 2. Flow pattern around 1 : 2 rectangular cylinder in turbulent flow. (stationary, $Re=0.75 \times 10^4$)

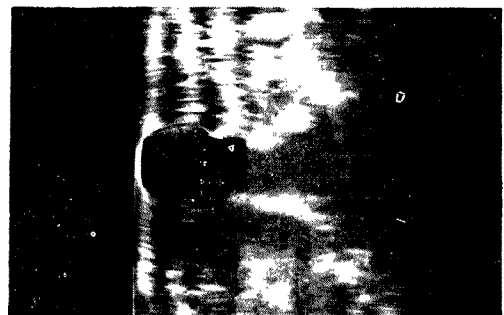


Photo. 3. Flow pattern around 1 : 4 rectangular cylinder in smooth flow. (stationary, $Re=0.45 \times 10^4$)



Photo. 4. Flow pattern around 1 : 4 rectangular cylinder in turbulent flow. (stationary, $Re=0.45 \times 10^4$)



Photo. 5. Flow pattern around 1 : 4 hexagonal cylinder in smooth flow. (stationary, $Re=0.45 \times 10^4$)

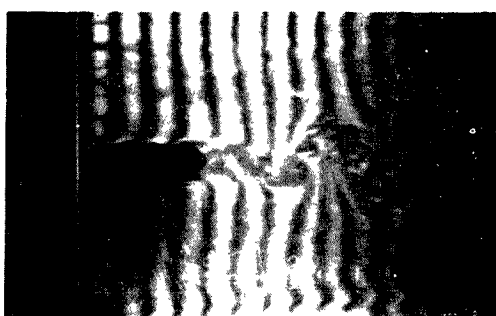
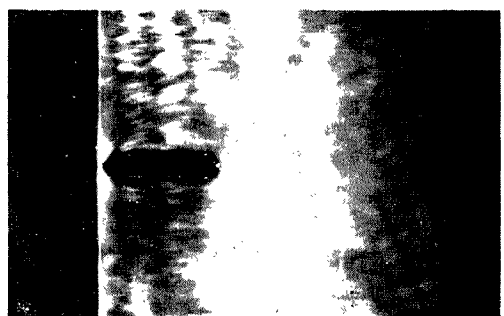


Photo. 6. Flow pattern around 1 : 4 hexagonal cylinder in turbulent flow. (stationary, $Re=0.45 \times 10^4$)



6. む す び

以上 1 : 2 矩形, 1 : 4 矩形, 1 : 4 六角形断面を対象に充腹構造断面の空力特性に及ぼす乱流効果について周波数特性から検討を加えた。得られた結果をまとめて次に示す。

(1) 乱流中の断面で、剝離せん断層の連行作用の促進により流れの付着が早められ、断面辺長比が見かけ上大きくなる効果が認められる。このことは可視化実験によっても確かめられる。

(2) 乱流中の矩形断面における静止中の側面圧力変動パワースペクトルが、脈流による同期周波数に対応する領域で増幅される。このことから乱流に含まれる周波数変動成分により、脈流と同様の刺激を剝離せん断層に対して与えるものと考えられる。

(3) 渦励振応答特性に及ぼす乱流効果に関しては断面によって特性が異なり、1 : 2 矩形断面は、乱れの影響を受けにくく、1 : 4 矩形断面は敏感に受ける。また、1 : 4 六角形断面は本研究においては一樣流中と乱流中の応答に差が無かったものの、条件によっては不安定化する可能性も示唆される。

(4) 渦励振応答特性に及ぼす乱流効果を乱流の持つ周波数特性と関連付けて考えた場合、振幅抑制効果を持つ周波数成分と増幅効果を持つ周波数成分の存在が認められる。例えば 1 : 4 矩形断面では高周波数成分で抑制効果が認められることからこの特性の影響により乱流中で空力安定性が高まるものと解釈することもできる。

最後に本研究を遂行するにあたり風洞実験・データ整理等に多大な御協力を得た、京都大学工学部橋梁工学研究室の方々に心から感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 鈴木利彦・樋上秀一：乱流特性と渦励振応答特振幅の 関係について，第 40 回土木学会年次学術講演会，1985.
- 2) 武田勝昭・園部好洋：気流の乱れ強度と渦励振応答振幅，第39回土木学会年次学術講演会，1984.
- 3) A. Laneville, I. S. Gartshore & G. V. Perkinson: An explanation of some effects of turbulence on bluff bodies, In Proc. 4th Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures pp. 333-341, London, Cambridge University Press. 1975.
- 4) 中村泰治・大屋裕二・渡辺公彦：矩形断面柱空力特性に及ぼす乱れの影響，第 8 回風工学シンポジウム論文集，1984.
- 5) R. Hillier & N. J. Cherry: The effects of stream turbulence on separation bubbles, J. Wind Engng Indust. Aero., 8, 1981.
- 6) 白石成人・松本勝：渦励振の発生機構と応答評価，日本風工学会誌，第20号，1984.
- 7) 松本勝・白石成人・白土博通：主流方向脈動流中における Bluff Body の空力特性，第 9 回風工学シンポジウム論文集，1986.